



TITLE:

T-S波Klebanoff型遷移における乱流初生点に関する実験的研究 (流れの遷移と乱流のスケルトン)

AUTHOR(S):

福西, 祐; 稲澤, 歩

CITATION:

福西, 祐 ...[et al]. T-S波Klebanoff型遷移における乱流初生点に関する実験的研究 (流れの遷移と乱流のスケルトン). 数理解析研究所講究録 2005, 1454: 135-144

ISSUE DATE:

2005-11

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/47795>

RIGHT:

T-S波 Klebanoff 型遷移における乱流初生点に関する実験的研究

東北大学大学院工学研究科 福西 祐 (Yu Fukunishi)

Department of Mechanical Systems and Design, Tohoku University

首都大学東京システムデザイン学部 稲澤 歩 (Ayumu Inasawa)

Department of System and Design, Tokyo Metropolitan University

1 はじめに

主流の乱れが小さな場合、平板境界層の乱流遷移過程は Tollmien-Schlichting (T-S) 波を伴う不安定性から始まる。T-S 波から始まる平板境界層の乱流遷移過程についてはこれまでも詳細な研究 [1, 2] が行われており、その遷移プロセスをまとめると次のようになる。1) 主流中の攪乱が受容され境界層へ取り込まれる過程 (受容過程)。2) 取り込まれた攪乱が指数関数的に成長する過程 (1 次不安定性, 2 次元 T-S 波)。3) 2 次元 T-S 波が 3 次元化する過程 (ラムダ渦の出現, 2 次不安定性)。4) ラムダ渦によりつくられた高剪断層でスパイクと呼ばれる高周波速度変動が作られる過程 (高周波 2 次不安定性)。5) ラムダ渦が崩壊し乱流へ移行する過程。このうち、3 次元化した構造が崩壊し乱流へと移行する 5) の遷移最終段階では、時間的にも空間的にも小さなスケールの現象が次々と起こる。このため、理論や実験、DNS などいずれのアプローチによっても遷移最終段階の現象を正確に捉えることは難しく、未だ不明瞭な点も多く残されている。近年では Bake ら [3] により実験データを初期条件とした DNS による研究なども試みられているが、上述の理由から遷移の最終段階では境界層全域にわたって高い解像度の計算が要求されるため、十分な格子点数をとることは困難である。

そこで本研究では、風洞実験において平板境界層中に T-S 波を励起し、これを強制的に 3 次元化させることで遷移の最終段階を人工的に作り出し、ラムダ渦の崩壊過程と乱流の開始位置の関係について詳細に調べるものである。T-S 波が 3 次元化するプロセスには、Klebanoff type (K-type) [9] や Herbert type (H-type)、それに Craik type (C-type) の 3 つのタイプがあり、実験的には K-type が良く観察される。これらの 2 次不安定性は、もともとあった T-S 波に異なるモードの斜行波が重ね合わされ増幅したものである。

斜行波を実験的に励起する研究としては、熱素子を用いた Corke [4] らの研究、チャンネル流において 2 つの振動リボンを用いた Elofsson [5] らの研究、さらには平板上の 3 次元粗さと音波を組み合わせた King [6] らの研究が挙げられる。一方、最近 Fukunishi ら [7] は壁面上にピエゾセラミックアクチュエータ列を設置し、それぞれのアクチュエータに加える電圧の位相および周波数を調整することで任意の傾き角および波長を持つ斜行波が境界層中に励起できることを示している。この斜行波励起法の利点は、斜行波の傾き角および波長を各アクチュエータの駆動信号の位相と周期を調整することにより容易に変えられることである。

本実験では、音波と表面粗さにより励起した T-S 波にピエゾセラミックアクチュエータ列により励起した斜行波対を重畳させ、T-S 波を K-type で 3 次元化し、その崩壊過程と乱流の初生点について調べた。

2 実験装置および実験方法

実験は、東北大学流体科学研究所低乱流伝達風洞を、測定部を密閉型にして行った。図 1 に実験装置の概略を示す。試験平板は、全長 3,200mm、幅 1,000mm、厚さ 10mm のアルミニウム合金製で、表面は滑らかに仕上げられている。平板前縁部の断面は長短軸比が 36:1 で、前縁部と平板部との継ぎ目では曲率変化を滑らかにした修正楕円形状である。平板後縁には前縁部淀み点位置調整のため、長さ 245mm のフラップが取り付けられている。平板は、たわみを防ぐために測定部に垂直に設置されており、圧力勾配がなくなるように平板全体の迎角を調整した。座標系は前縁中央部を原点とし、流れ方向を x 、平板垂直方向を y 、スパン方向右手系を z とする。

境界層中に T-S 波を励起するために、 $x = 600\text{mm}$ の位置に幅 30mm 厚さ 0.3mm (0.375 \times) の 2 次元粗さを設置し、T-S 波励起用の音波は風洞整流

Tab. 1: Experimental conditions.

| | |
|--|-----------------------|
| Free stream velocity U_∞ (m/s) | 14.0 |
| Free stream fluctuations $\sqrt{u^2}/U_\infty$ (%) | 0.03 |
| Frequency of the excitation f (Hz) | 77.8 |
| Dimensionless frequency F | 37.4×10^{-6} |
| Sound intensity $\sqrt{u_{ac}^2}/U_\infty$ (%) | 0.19 |
| Sound pressure level SPL | 106 |
| Branch I x_I (mm) | 560 |
| Branch II x_{II} (mm) | 2,380 |

部上流に設置したスピーカーから導入した [8]. 主な実験条件を表 1 に示す. ここで, 音波の強さ $\sqrt{u_{ac}^2}$ は音波を導入することによる主流乱れ強さの増分であり, T-S 波および斜行波の励起周波数 $f = 77.8\text{Hz}$ は流れ方向波長を 60mm とした場合に線形安定理論から予測される値である. また, Branch I, II はそれぞれ中立安定曲線において表 1 の周波数 f の微小擾乱が成長および減衰を始める位置に相当する.

音波と表面粗さにより励起した T-S 波を K-type で 3 次元するために, ピエゾセラミックアクチュエータを $x = 820 \sim 900\text{mm}$, $z = -80 \sim 80\text{mm}$ に設置した. この領域には, 長さ 80mm, 幅 20mm, 厚さ 0.3mm のピエゾセラミックアクチュエータが 8 枚並べて設置されており, 100V の交流電圧を一枚おきに位相を 180 度ずらして印加することで斜行波を励起した. また, $x = 720 \sim 900\text{mm}$ においてアクチュエータ設置領域以外にはスパン方向および流れ方向の高さをそろえるためにダミーフィルム (厚さ 0.3mm の硬質塩化ビニル板) を設置した. ピエゾセラミックアクチュエータの取り付け方法および, 斜行波の励起方法は Fukunishi ら [7] と同様である.

速度場の測定は定温度型熱線流速計に接続されたシングル型熱線プローブを用いて行った. 熱線プローブは 3 次元トラバース装置に取り付けられておりコンピュータにより制御されている. また, 熱線流速計からの信号は 16bit A/D 変換器を通してサンプリング周波数 5kHz, サンプリング点数 20,000 点でコンピュータに取り込まれる. 本研究の測定領域は, $1,100\text{mm} \leq x \leq 1,400\text{mm}$, $-40\text{mm} \leq z \leq 60\text{mm}$ である.

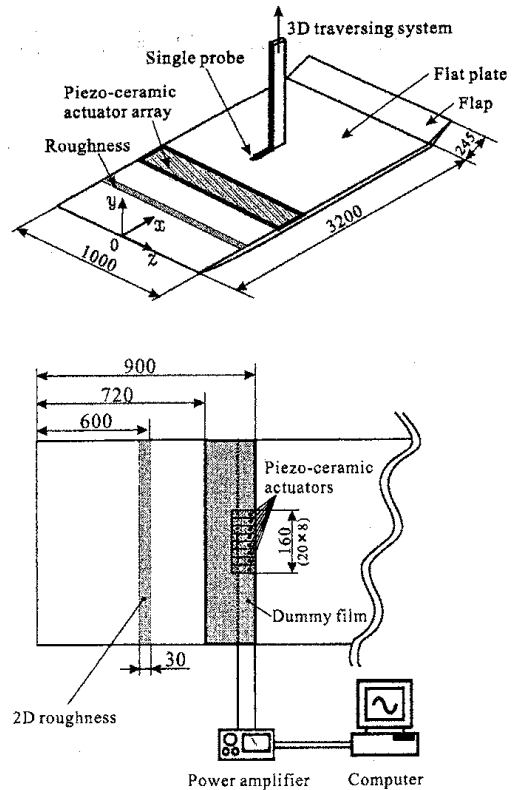


Fig. 1: Experimental set-up.

3 実験結果

3.1 基本流れ

図 2 に, T-S 波と斜行波のいずれも励起しないときの基本流の平均速度分布を示す. この図から, $x = 1,100\text{mm} \sim 1,400\text{mm}$ において平均速度分布は Blasius 境界層の理論曲線とよく一致している. 従って, この領域における境界層は 2 次元表面粗さとピエゾセラミックアクチュエータを設置した場合でも層流を保っていることが確認された.

3.2 音波と表面粗さによる T-S 波の励起

図 3 は, 音波と表面粗さにより T-S 波のみを励起した場合の $x = 1,100\text{mm}$ における乱れ強さ分布と位相分布である. この x 位置は, アクチュエータ下流端から 200mm 下流にあたる. 乱れ強さ分布では $\eta = 0.8$ および 5.2 で極大値を, また $\eta = 3.6$ で最小値となることが分かる. さらに, 位相分布から乱れ強さの値が最小となる $\eta = 3.6$ 付近において位相が約 180 度変化してい

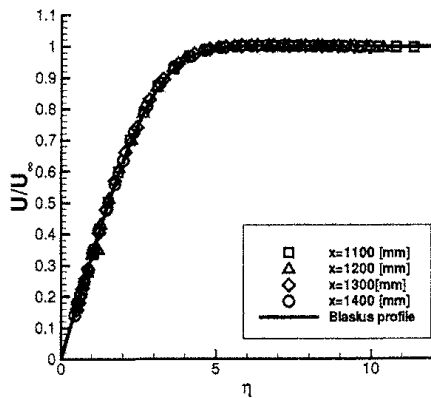


Fig. 2: Mean velocity profile of a base flow ($z = 0\text{mm}$).

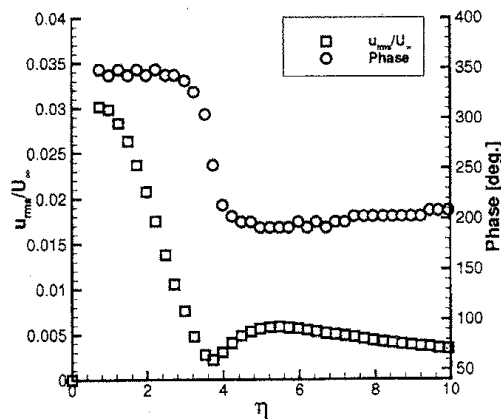


Fig. 3: Amplitude and phase profile of T-S wave ($x = 1,100\text{mm}$, $z = 0\text{mm}$).

ることも分かる。これらの性質は、T-S波に特徴的なものである。次に、励起したT-S波の2次元性（スパン方向の一様性）を確認するために、 $x = 1,100\text{mm}$ 、 $\eta = 1$ におけるスパン方向の位相分布を測定した。その結果を図4に示す。図4より速度変動のスパン方向位相分布はほぼ一定であることが分かる。図5はT-S波の流れ方向に関する位相の変化を示している。この図から速度変動の位相は流れ方向に一定の割合で変化しており、流れ方向距離60mmの間に位相が360度変化していることが分かる。以上のことから、音波と表面粗さにより励起したT-S波は、流れ方向に60mmの波長を持つ2次元的な構造であることが確かめられた。

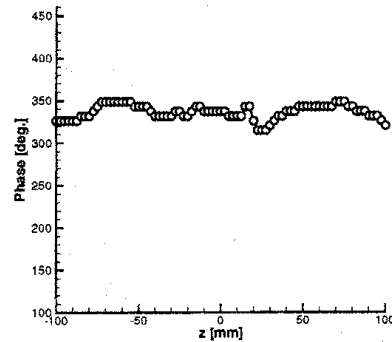


Fig. 4: Phase distribution of T-S wave in the spanwise direction ($x = 1,200\text{mm}$, $\eta = 1$).

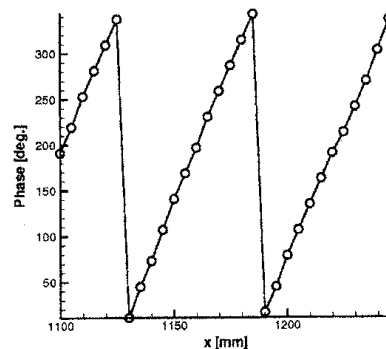


Fig. 5: Phase distribution of T-S wave in the streamwise direction ($\eta = 1$, $z = 30\text{mm}$).

3.3 ピエゾセラミックアクチュエータ列による斜行波の励起

次に、斜行波励起用のピエゾセラミックアクチュエータ列のみを駆動した場合に導入される速度変動の結果を示す。図6は、アクチュエータの駆動信号を基準信号としたアンサンブル平均により得られた $\eta = 1$ の断面における流れ方向速度変動のコンター図である。黒色で示される正の速度変動の領域と白色で示される負の領域が流れ方向およびスパン方向に関して周期的に現れており、斜行波対が形成されていることがわかる。速度変動の正と正、負と負の領域の間隔を調べると、この斜行波対の波長は、流れ方向にはT-S波と同じ60mm、スパン方向にはその2/3倍の40mmであった。これは、K-typeの不安定モードに見られる斜行波対と同じ比率である。

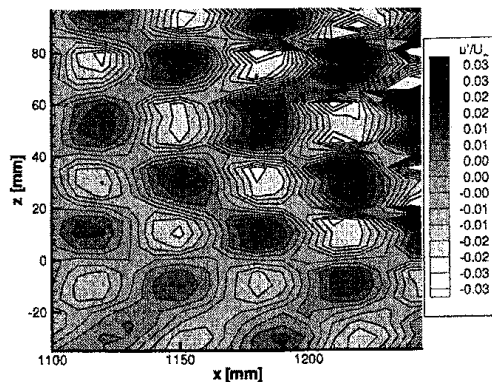


Fig. 6: Contour map of ensemble-averaged velocity fluctuation, $\langle u \rangle / U_\infty$ ($\eta = 1$).

3.4 T-S波をK-typeで直接3次元化させる試み

図7は、音波と表面粗さによるT-S波の励起と、圧電セラミックアクチュエータによる斜行波の励起を同時に行った場合の、 $x = 1, 100\text{mm}$ 、 $\eta = 1$ における平均速度（図7(a)）と u_{rms} （図7(b)）のspan方向分布である。ここで、斜行波の励起位相は $x = 1, 100\text{mm}$ 、 $z = 30\text{mm}$ 、 $\eta = 1$ においてT-S波と位相が180度異なるように調整した。図7(a)より、 $z = -10\text{mm}$ と 30mm に平均速度が相対的に低速の領域があり、それらに隣接して相対的に高速の領域が存在することが分かる。さらに、図7(b)から低速の z 位置では u_{rms} が大きな値となっている。これらは、K-type不安定で見られるPeakとValley構造[6]の特徴とよく一致している。また、Peak位置（ $z = -10\text{mm}$ と 30mm ）の間隔から励起したPeak-Valley構造のspan方向波長は 40mm であり、これはT-S波の x 方向波長の $2/3$ 倍となっている。従って、圧電セラミックアクチュエータにより斜行波対を励起することでT-S波をK-typeで3次元化できることが示された。

図8はPeak位置である $z = 30\text{mm}$ とValley位置の $z = 10\text{mm}$ における u_{rms} の流れ方向変化を示している。この図より、Peak位置がValley位置よりも先に速度変動の実効値が大きくなり乱流へと遷移する様子が分かる。この特徴は、過去の研究の結果[6, 9]と一致している。

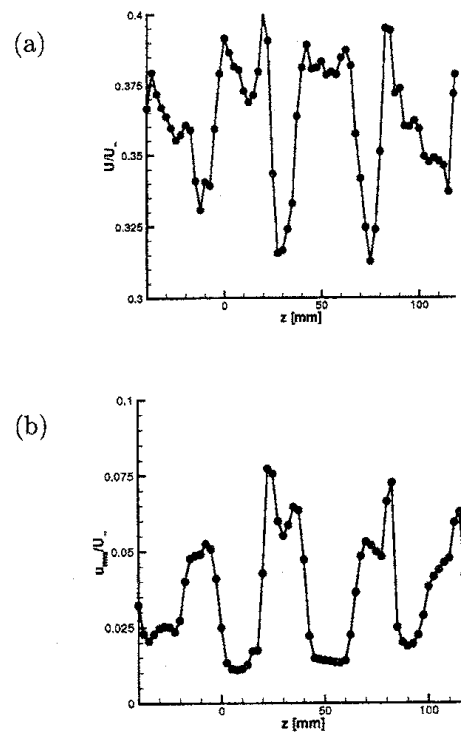


Fig. 7: (a) Mean velocity and (b) u_{rms} profile in the spanwise direction ($x = 1, 100\text{mm}$, $\eta = 1$).

3.5 K-type不安定性の崩壊過程と乱流初生点の特定

次に、より上流の x 位置で乱流へと遷移するPeak位置（ $z = 30\text{mm}$ ）の xy 断面計測を行い、K-type不安定性の崩壊過程と乱流の初生点について詳しく調べた。はじめに、乱流の初生点を定義するために以下のような指標を導入した。まず、速度変動の各位相におけるアンサンブル平均からのずれを不規則成分とし、その実効値を不規則成分強度と呼ぶことにする。この値は、境界層内の速度変動の周期性喪失の目安となるため、境界層の乱流遷移レベルを推し量る指標となる。もし境界層が乱流へ遷移すれば、エネルギーカスケードにより速度変動のエネルギースペクトルは低周波から高周波まで広く連続的に分布するはずである。そこでまず、計測された不規則成分を低・中・高の3つの周波数帯域、 $f \leq 150\text{Hz}$ 、 $150\text{Hz} \leq f \leq 500\text{Hz}$ 、 $f \geq 500\text{Hz}$ に分離した。そして広帯域にわたる不規則成分の強度に着目し、これら3つの周波数帯域に分離された不規則成分強度の最小値を抽出し、最小値でさえも十分に大きな値となる領域を“乱流領域”として定義した。

図9-12はその結果である。それぞれ、アンサ

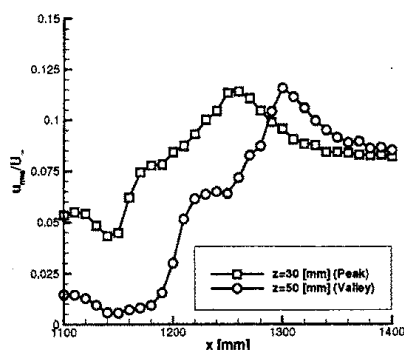


Fig. 8: u'_{\max}/U_{∞} versus x for a wall-normal location of $\eta = 1$ at peak ($z = 30\text{mm}$) and valley ($z = 10\text{mm}$).

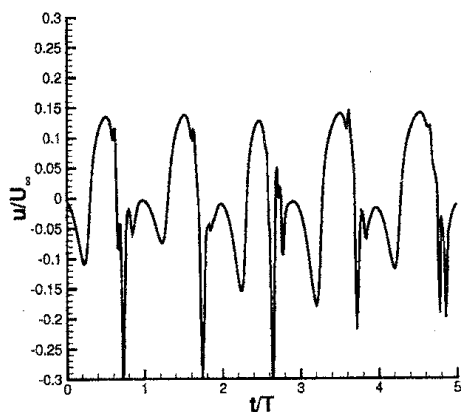


Fig. 15: Raw signal of the velocity fluctuation at $x = 1,175\text{mm}$, $y = 2.8\text{mm}$.

ンブル平均した (a) 流れ方向速度変動 u , (b) 速度勾配変動 du/dy であり, (d),(e),(f) はそれぞれ周波数 f が (d) $f \leq 150\text{Hz}$, (e) $150\text{Hz} \leq f \leq 500\text{Hz}$ および (f) $f \geq 500\text{Hz}$ の不規則成分強度の分布図, (c) は (d), (e), (f) の最小値を示している. 図 9 は $t/T = 0$ の位相におけるアンサンブル平均結果である. まず, 図 9(b) から, C および一周期後の C' で示される高剪断層の存在が確認できる.

図 13 は $x = 1,125\text{mm}$ における (a) $du/dy = 1000\text{s}^{-1}$ の等値面図と (b) $z = 30\text{mm}$ における du/dy の分布図である. 図 13(a) より $-U_{\infty}t = -50\text{mm}$ の位置に $z = 30\text{mm}$ に頂点を持つ三角形形状の高剪断層が存在していることが分かる. また, 図 13(b) より, この剪断層はその頭部が $y = 3\text{mm}$ に位置しており, 高剪断領域は壁面付近まで伸びている. このような高剪断層は K-

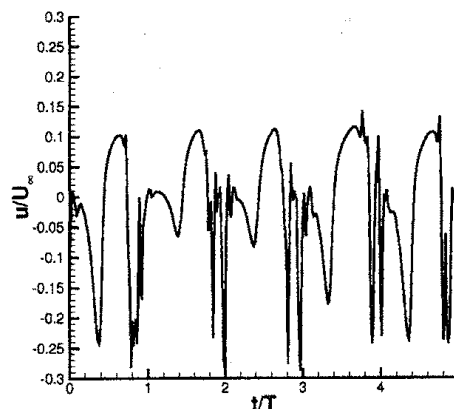


Fig. 16: Raw signal of the velocity fluctuation at $x = 1,190\text{mm}$, $y = 3.4\text{mm}$.

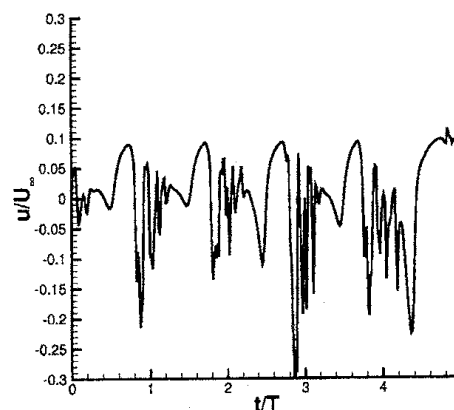


Fig. 17: Raw signal of the velocity fluctuation at $x = 1,200\text{mm}$, $y = 3.7\text{mm}$.

type 不安定性で現れるラムダ渦により誘起されることが知られている. 従って高剪断層 C, C' は piezoceramic actuator により励起されたラムダ渦によるものであると言える.

さらに, 図 9(b) では C と C' の間に B で示される別の高剪断層が新たに出現している. 図 14 は $x = 1,175\text{mm}$ における du/dy の等値面図および分布図であるが, 図 13 で示したラムダ渦による剪断層 C に加えて, $-U_{\infty}t = -80\text{mm}$, $y = 2\text{mm}$ 付近に頭部を持つ別の高剪断層が確認できる (図 14(b)). この高剪断層の空間形状は同じく三角形である (図 14(a)) ことから, 高剪断層 B は C とは別のラムダ渦によるものと考えられる. 以後, アクチュエータ列により直接励起したラムダ渦による高剪断層 C, C' を "親" の高剪断層, その間にある別の高剪断層 B, B' を "子供" の高剪断層と呼び考察を行う.

まず、乱流領域を示した図9-12(c)から、 $x = 1,230\text{mm}$ よりも下流では不規則成分強度の最小値が常に主流の3%を越えており常に乱流となっていることが分かる。さらに、図中赤色で示される領域A, A', C, C', Dは不規則成分強度の最小値が主流の5%以上と特に大きな値となっており、これは乱流の開始と密接に関わっているものと考えられる。

次に、高剪断層と乱流の開始位置に着目する。最も上流の x 位置で乱流領域と特定されるのは、 $t/T = 0$ の位相における図9(c)中の領域Aである。この位置は子供の剪断層B'の頭部真下付近である。子供の剪断層B'の頭部ではこれよりも上流の $x = 1,175\text{mm}$ において速度変動の波形に一時的な速度低下いわゆるスパイク波形が確認できる(図15)。そして、下流に行くに従いスパイク波形の数が増え、 $x = 1,190\text{mm}$ ではダブルスパイク(図16)、 $x = 1,200\text{mm}$ すなわち乱流領域Aの真上ではトリプルスパイクまたはそれ以上のマルチスパイク状態となっている(図17)。以上のことから、乱流初生点はマルチスパイク現象が起こっている高剪断層の真下付近であることが分かった。この結果は従来の過去の実験結果やDNS結果と一致するものの、DNSで報告されている壁面近傍の強い剪断層の存在は本実験では確認できなかった。

このように、 $t/T = 0$ で壁面近傍から始まった乱流領域Aは、 $1/4$ 周期後の $t/T = 1/4$ には図10(c)中でDで示されるように親の高剪断層Cに沿って壁面近傍で一気に広がる様子が新たに捉えられた。特に、中周波および高周波の不規則変動成分は親の剪断層Cに沿って境界層外縁付近まで達していた。

本実験では最終的に乱流初生点をもたらすスパイク現象は、子供の高剪断層の頭部付近でのみ確認でき、親の高剪断層では確認できなかった。この結果は、スパイク現象は親の高剪断層で起こり、それが乱流へ至ると説明されてきた従来の結果とは異なっている。これは、本研究が速度変動の時空間分布の測定であるのに対し、ある流れ位置における時間追跡型の測定が中心であったこれまでの研究では、スパイク現象が起こっている高剪断層を正確に特定することが困難であったためと考えられる。

4 まとめ

K-type遷移の崩壊過程と乱流初生点を調べる実験を行った結果をまとめる。ピエゾセラミックアクチュエータ列を用いて、T-S波をK-typeで直接3次元化することができることを示した。乱流初生点は従来言われているようにラムダ渦による高剪断層からではなく、ラムダ渦による高剪断層の間に現れた別の高剪断層の頭部真下付近であった。壁面近傍から始まった乱流が、ラムダ渦により作られる高剪断層に沿って一気に広がる現象が新たに捉えられた。

本実験で得られた結果が普遍的、すなわちすべてのK-type遷移において共通して起こる現象であるか否かは不明である。本実験の場合、T-S波を強引に3次元化したことにより周期ごとの時間的ずれ、すなわちジッタリングを抑える効果があったものと考えているが、同時に急激な3次元化により特殊な流れとなってしまう恐れが存在する。今後、条件を変えた追実験により検証を行っていく必要がある。

また、遷移の詳細に関する新たな知識を、流れの制御にいかに関活用するかが今後の課題であると考えている。すなわち遷移を遅らせ、流体による摩擦抵抗低減に寄与するような効率的かつ実用的な方法を開発を今後目指して行く所存である。

参考文献

- [1] H. Schlichting and K. Gersten, *Boundary Layer Theory 8th edition*, (1999), 415.
- [2] T. Herbert, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **20**(1988), 487.
- [3] S. Bake, D. G. W. Meyer and U. Rist, *J. Fluid Mech.*, **459**(2002), 217.
- [4] T. C. Corke and R. A. Mangano, *J. Fluid Mech.*, **209**(1989), 93.
- [5] P. A. Elofsson and P. H. Alfredsson, *J. Fluid Mech.*, **358**(1998), 177.
- [6] R. A. King and K. S. Breuer, *J. Fluid Mech.*, **453**(2002), 177.
- [7] Y. Fukunishi, S. Izawa and K. Morita, *Fluid Dyn. Res.*, **36**(2005), 9.
- [8] 加藤琢真, 福西祐, 小林陵二, 機論 B 編, **63-607**(1996), 864.
- [9] P. S. Klebanoff, K. D. Tidstrom and L. M. Sargent, *J. Fluid Mech.*, **12**(1962), 1.
- [10] M. Nishioka and M. Asai, *Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids* (ed. T. Tatsumi), (1984), 87.

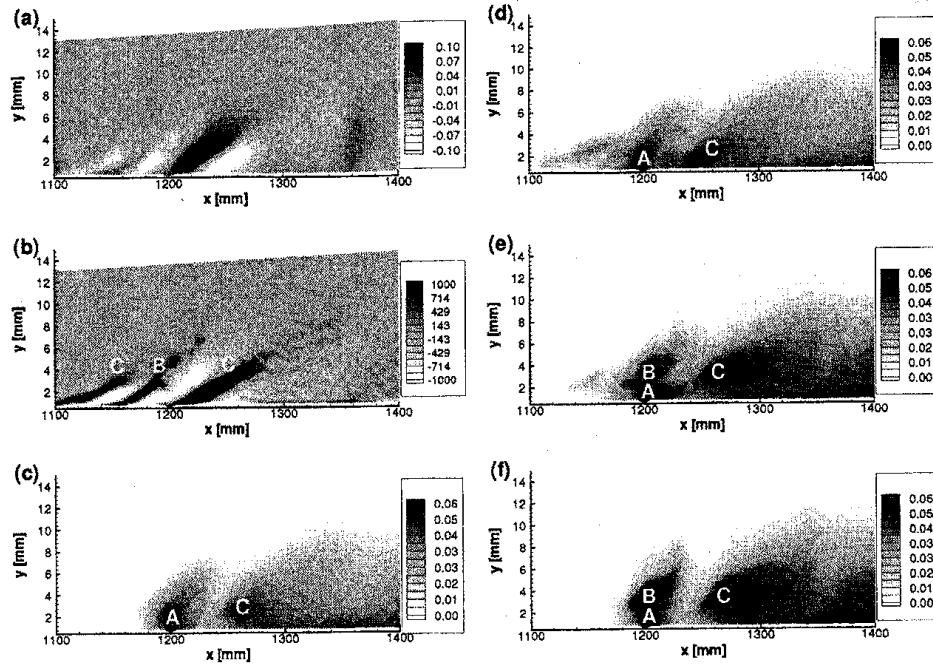


Fig. 9: Maps of ensemble-averaged (a) u/U_∞ , (b) du/dy and (c) minimum value displayed in (d), (e) and (f), which are the intensity of the random component non-dimensionalized by the free stream velocity at (d) low-frequency ($f \leq 150\text{Hz}$), (e) middle-frequency ($150\text{Hz} \leq f \leq 500\text{Hz}$) and (f) high-frequency ($500\text{Hz} \leq f$), respectively ($t/T=0$).

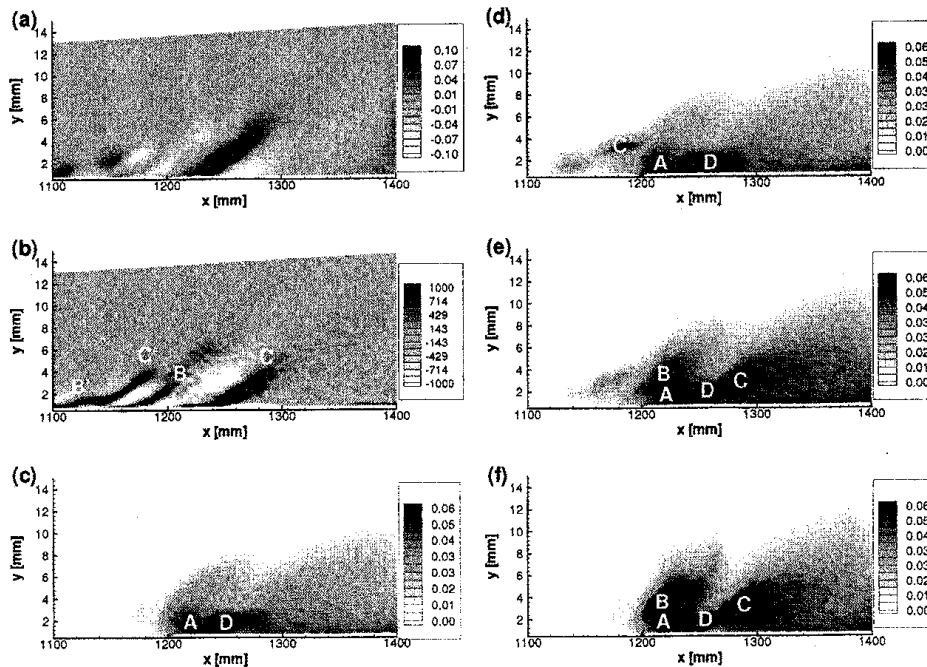


Fig. 10: Maps of ensemble-averaged (a) u/U_∞ , (b) du/dy and (c) minimum value displayed in (d), (e) and (f), which are the intensity of the random component non-dimensionalized by the free stream velocity at (d) low-frequency ($f \leq 150\text{Hz}$), (e) middle-frequency ($150\text{Hz} \leq f \leq 500\text{Hz}$) and (f) high-frequency ($500\text{Hz} \leq f$), respectively ($t/T=1/4$).

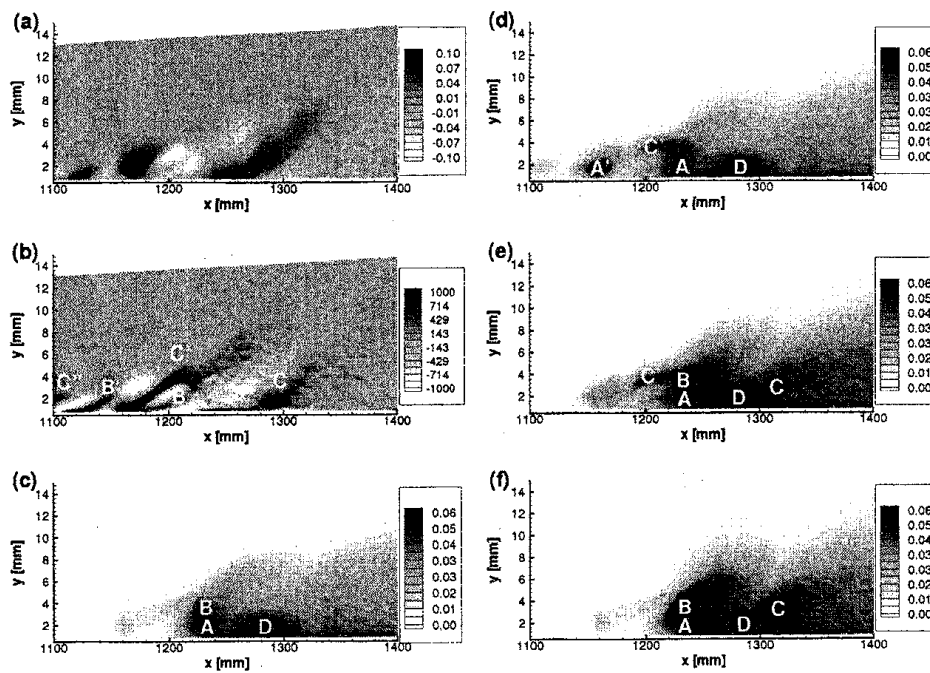


Fig. 11: Maps of ensemble-averaged (a) u/U_∞ , (b) du/dy and (c) minimum value displayed in (d), (e) and (f), which are the intensity of the random component non-dimensionalized by the free stream velocity at (d) low-frequency ($f \leq 150\text{Hz}$), (e) middle-frequency ($150\text{Hz} \leq f \leq 500\text{Hz}$) and (f) high-frequency ($500\text{Hz} \leq f$), respectively ($t/T=1/2$).

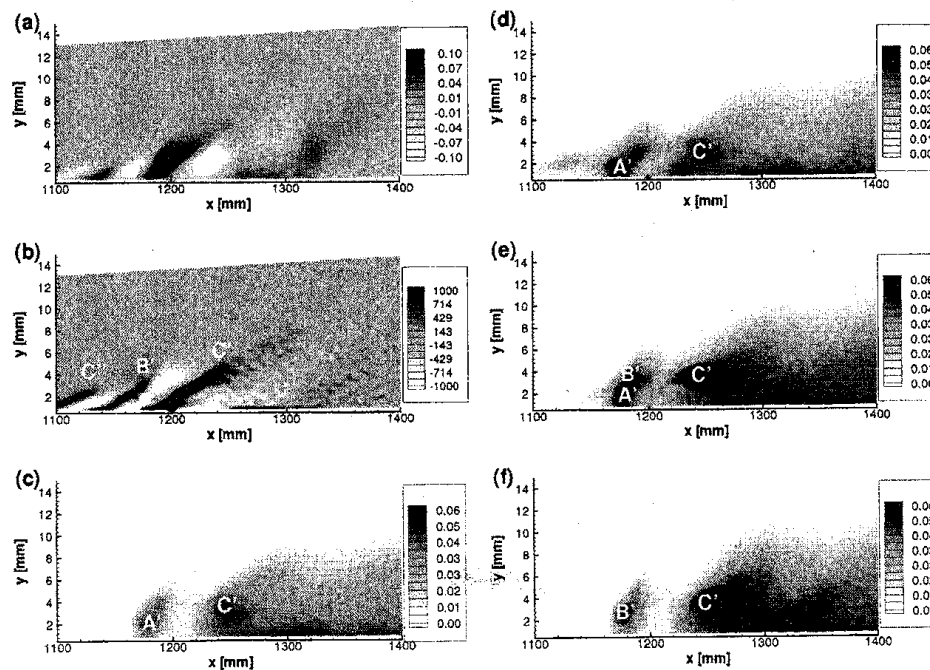


Fig. 12: Maps of ensemble-averaged (a) u/U_∞ , (b) du/dy and (c) minimum value displayed in (d), (e) and (f), which are the intensity of the random component non-dimensionalized by the free stream velocity at (d) low-frequency ($f \leq 150\text{Hz}$), (e) middle-frequency ($150\text{Hz} \leq f \leq 500\text{Hz}$) and (f) high-frequency ($500\text{Hz} \leq f$), respectively ($t/T=3/4$).

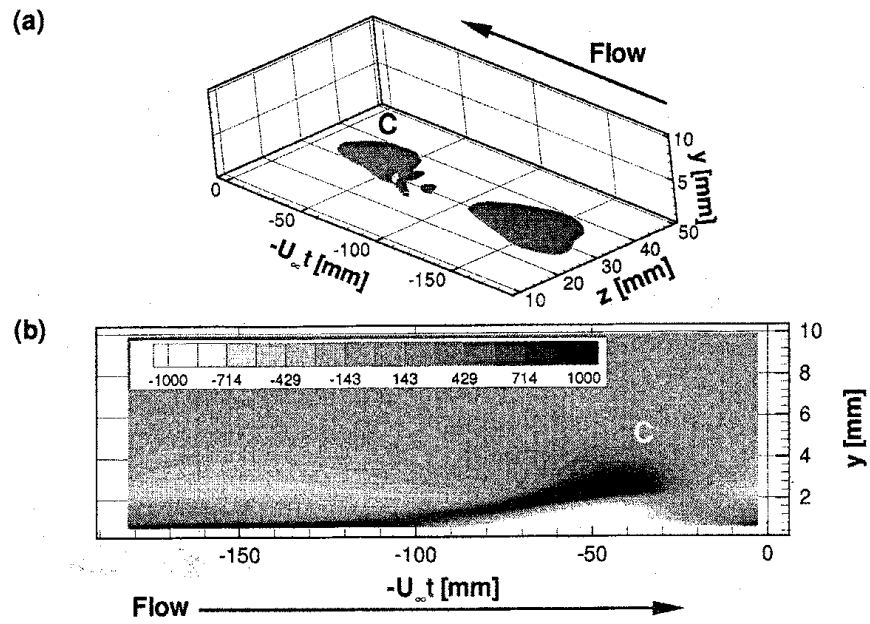


Fig. 13: (a) Iso-surface of $du/dy = 1000 \text{ s}^{-1}$ and (b) map of du/dy at peak position $z = 30 \text{ mm}$ ($x = 1, 125 \text{ mm}$).

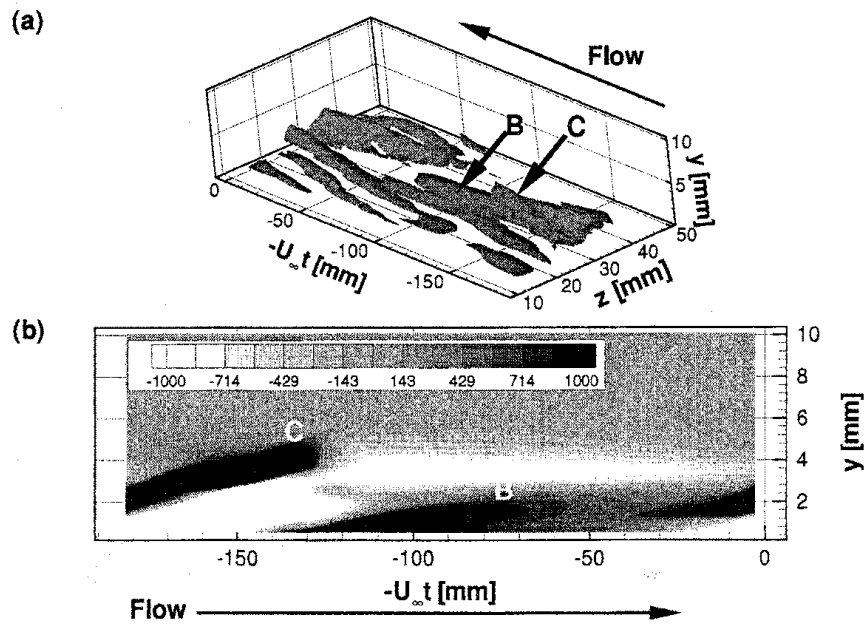


Fig. 14: (a) Iso-surface of $du/dy = 1000 \text{ s}^{-1}$ and (b) map of du/dy at peak position $z = 30 \text{ mm}$ ($x = 1, 175 \text{ mm}$).